ÜBER DIE
ABHÄNGIGKEIT DER HYSTERESISWÄRME
UND DER
PERMEABILITÄT DES EISENS
VON DER
FREQUENZ DES WECHSELFELDES.

INAUGURAL-DISSERTATION

VERFASST UND DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

KGL. BAYER. JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG

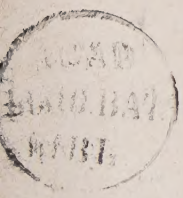
ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

VORGELEGT VON

LÉON SCHAMES,

AUS PARIS.



WÜRZBURG.

KGL. UNIVERSITÄTS-DRUCKEREI VON H. STÜRTZ.

1906.

MEINEM LIEBEN VATER

GEWIDMET.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41507204_0180

EINLEITUNG.

Unterwerfen wir Eisen einer periodisch wechselnden magnetischen Kraft, so wird Wärme entwickelt, und zwar sind es zwei Ursachen, die diese Wärmeproduktion bedingen: 1) die Hysteresis und 2) die Wirbelströme.

Lassen wir nämlich auf einen Eisenstab magnetisierende Kräfte einwirken, welche von Null an bis zum Betrage $+ \mathfrak{H}$ max anwachsen und dann durch Null hindurch bis $- \mathfrak{H}$ max abnehmen, so finden wir bei graphischer Darstellung der Magnetisierung $\mathfrak{J}$ als Funktion der Feldstärke $\mathfrak{H}$, dass die Magnetisierungskurve für absteigende Kräfte nicht mit der für wachsende identisch ist. Die Ursache dieser Erscheinung, die Hysteresis, können wir uns hervorgerufen denken durch die gegenseitige Reibung der Molekularmagnete bei ihrer durch die Magnetisierung bewirkten Umlagerung. Ist der zyklische Prozess einige Male wiederholt, so bleiben die beiden Zweige der Kurve vollkommen stationär, und das von ihnen umschlossene Flächenstück gibt uns ein Maass für die durch die Hysteresis vergeudete Energie.

Die zweite Ursache der Wärmeentwickelung liegt darin, dass infolge der Änderung der magnetischen Feldstärke im Eisen elektrische Ströme induziert werden. Diese Wirbelströme sind in massiven Eisenmassen sehr beträchtlich, und

weil mithin der von ihnen hervorgerufene Effektverlust sehr gross ist, so ist die Technik schon früh dazu gekommen, das Eisen in Form dünner Bleche oder Drähte zu unterteilen.

Es soll nun in dieser Arbeit untersucht werden, inwieweit die Energievergeudung durch Hysteresis von der Geschwindigkeit abhängt, mit der der zyklische Prozess durcheilt wird; gleichzeitig soll konstatiert werden, ob und wie die Permeabilität von dieser Feldwechselzahl beeinflusst wird.

Die erste Frage ist von vielen Seiten in Angriff genommen worden, ohne dass eine einheitliche Lösung erfolgt ist. Im Gegenteil, die bisherigen Resultate sind sehr widersprechender Natur, wie eine kurze Zusammenstellung zeigt. Warburg und Hönig [1]), Tanakadaté [2]) und Weihe [3]) wandten kalorimetrische Methoden zur Messung der Hysteresiswärme an. Die Magnetisierung riefen sie durch kommutierten Gleichstrom und langsamen Wechselstrom hervor. Ihre Arbeiten ergaben das Resultat, dass bei der Wechselstrom-Magnetisierung nur 60 bis 80 % der statischen Hysteresisfläche in Wärme umgesetzt werden sollte, dass also bei wachsender Zykelgeschwindigkeit die Energievergeudung abnehme. Eine Unabhängigkeit dieser Grösse fanden Hofkinson [4]), Maurain [5]), Gray [6]), und schliesslich Guye und Herzfeld [7]), letztere bei Schwingungen in dem Bereich von 100 bis 1200 Perioden pro Sekunde. Steinmetz [8]), Niethammer [9]), M. Wien [10]), Krogh und

---

[1]) Wied. Ann. 20; S. 814.
[2]) Phil. Mag. 1889; S. 207.
[3]) Wied. Ann. 61; S. 578.
[4]) El. Zeitschr. 13; S. 642.
[5]) Ecl. électr. 15; S. 409. 1898.
[6]) Phil. Trans. v l. 184. A. S. 531.
[7]) Compt. Rend. 136; S. 957 u. B. Herzfeld, Diss. Darmstadt 1903.
[8]) El. Zeitschr. 13; S. 43.
[9]) Wied. Ann. 66; S. 29.
[10]) „ „ 66; S. 859.

Rickli [1]), Dina [2]) und Corbino [3]) hingegen folgern aus ihren Versuchen, dass der Energieverlust durch Hysteresis bei Wechselstrom grösser ist, als ihn die statische Hysteresisfläche ergibt, und dass die Energievergeudung mit der Wechselzahl zunimmt. Klemenčič [4]) fand für weiches Eisen eine Zunahme der Hysteresisverluste, für Stahl und Nickel hingegen merkliche Konstanz.

Was die Kritik der zuerst genannten kalorimetrischen Untersuchungen anbelangt, so hat schon Krogh und Rikli [5]) darauf hingewiesen, dass der Hauptfehler wohl darin liegt, dass nicht auf gleiche maximale Induktion, sondern auf gleiche Feldstärke bezogen wurde. In der Tat, an der Untersuchungsmethode selbst kann kein Fehler liegen, denn eine neuere Arbeit von B. Strauss [6]) zeigt, dass, wie zu erwarten ist, die gesamte Wechselstromhysteresis sich als Wärme äussert.

Auf die Kritik der Ergebnisse der anderen Arbeiten will ich später im Anschluss an meine eigenen Resultate zurückkommen.

Die zweite Frage, die Abhängigkeit der Permeabilität von der Periodenzahl wurde von M. Wien [7]) und Krogh und Rikli [5]) dahin beantwortet, dass eine Abnahme der Permeabilität mit wachsender Periodenzahl stattfinde. Ähnlich findet Klemenčič [8]) bei Schwingungen von 1000 und 2000 Perioden in der Sekunde, dass die Permeabilität sich merklich einer Constanten (170) nähert, d. h. also, je höher die Schwingungszahl wird, desto weniger hängt die Permeabilität von der Feldstärke ab. Auch auf diese Resultate will ich später nochmals zurückkommen.

---

[1]) El. Zeitschr. 1900; S. 1083.
[2]) „ „ 1902; S. 41.
[3]) Atti. Assoc. electr. ital. 1903.
[4]) Wien. Ber. 1894, S. 205; 1895, S. 724; 1898, S. 330.
[5]) Loc. cit.
[6]) In Diss. Zürich 1897.
[7]) Loc. cit.
[8]) Loc. cit.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine rein kalorimetrische Methode angewandt. Das zu untersuchende Eisenblech wurde in der Form von prismatischen Bündeln in Glasröhren eingeschmolzen, die in Kapillarröhren endigten. Die Glasgefässe wurden mit Xylol gefüllt, so dass man die Wärmeenergie, die durch schnell wechselnde Magnetfelder (sekundliche Periodenzahl 0 bis 500) im Eisen erzeugt wurde, durch die Verschiebung des Xylolmeniskus in der Kapillare bestimmen konnte. Wie wir sahen, rührt nun diese Wärme sowohl von der Hysteresis, als auch von den Wirbelströmen her. Um diese beiden Ursachen voneinander zu trennen, war folgende Methode in Aussicht genommen. Die Wirbelströme sind proportional der elektrischen Leitfähigkeit und proportional dem Quadrat des Induktionsflusses, also folgt, dass in einer unmagnetischen Legierung, welche dasselbe elektrische Leitvermögen wie das zu untersuchende Eisen hat, und welche in ein magnetisches Wechselfeld von gleicher Feldstärke gebracht wird, Wirbelströme hervorgerufen werden, die sich zu den im Eisen induzierten verhalten wie die Quadrate der Permeabilitäten, also wie $1 : \mu^2$. Wenn also der μ^2te Teil der Wirbelströme, die im Eisen auftreten, einen noch messbaren Effekt darstellt, so wäre es möglich, die Wärme, die von den Wirbelströmen allein herrührt, experimentell zu ermitteln. Der Versuch wurde mit einer Mangan-Kupfer-Legierung durchgeführt, die von der Isabellenhütte geliefert war, und die bei der Permeabilität 1 das gleiche elektrische Leitvermögen wie das zu untersuchende Eisen hatte (siehe Tabelle I). Es sei gleich hier gesagt, dass dieser Versuch keinen messbaren Effekt gab, und dass ich deshalb genötigt war, die Wirbelströme mit Hilfe einer analytischen Formel zu berechnen, wie dies in § 6 näher ausgeführt werden wird.

Ausführung der Versuche.

I. Teil: Vorversuche.

§ 1. Bestimmung der Materialkonstanten.

Nachdem zuerst Vorversuche mit Drahtbündel angestellt worden waren, gelangten zur eigentlichen Untersuchung Bleche, weil sie vor allem sicherer voneinander zu isolieren waren und weil sie in der Praxis bei weitem mehr Verwendung finden. Ich untersuchte zwei Stärken und zwar:

1. das ca. 0,3 mm starke Transformatorenblech der Firma Siemens-Schuckert-Werke Nürnberg und
2. dasselbe Blech, von Heraeus in Hanau auf ca. den 10. Teil, also auf 0,03 mm Dicke ausgewalzt.

Diese Bleche waren nach einheitlichem Format zu Streifen von 200 mm Länge und 18 mm Breite geschnitten. Die genaue Dicke ermittelte ich durch Bestimmung des spezifischen Gewichts nach der Auftriebsmethode. Den elektrischen Widerstand mass ich mit Hilfe der Kompensationsmethode [1]). Alsdann wurden gleiche Metallvolumina der Bleche mit einer Zwischenlage von dünnstem Seidenpapier zu Bündel vereinigt, die im Schraubstock zusammengepresst und durch Umschnüren mit Bindfaden zusammengehalten wurden. Tabelle I ergibt die aus einer grossen Zahl von Beobachtungen bestimmten Durchschnittswerte:

---

[1]) Kohlrausch: Prakt. Physik S. 388.

Tabelle I.

Material	Bezeichnung	Spez. Gewicht	Dicke mm	Widerstand $10^4 \sigma$	Anzahl der Bleche
Eisen 0,3 . .	A	7,77	0,288	0,134	50
Eisen 0,03 . .	B	7,77	0,0329	0,136	438
Metalllegierung Cu Mn . .	C	8,80	0,290	0,135	49

Die Bestimmung der Permeabilität des Eisens geschah nach der ballistischen Methode und zwar an einem ringförmigen Versuchskörper, um von dem Einfluss der entmagnetisierenden Wirkung der Enden (siehe S. 18) frei zu sein. Aus dem dünnen Eisenblech wurden 75 Ringe von 80 mm äusserem und 46 mm innerem Durchmesser durch Umschlingen mit Isolierband zu einem festen Körper vereinigt. Das Eisengewicht betrug 68,2 g, der Querschnitt $q = 0{,}44$ cm^2, die mittlere Länge $l = 19{,}8$ cm. Es wurden nun in 3 Lagen 190 Windungen primär und 55 Windungen sekundär aufgewickelt. Damit der scheinbare Widerstand der Wicklung nicht störend in Betracht kommen konnte, benutzte ich 1. eine hohe Spannung mit viel Vorschaltwiderstand und 2. ein Edelmannsches Galvanometer mit einer Schwingungsdauer $T = 4{,}25$ sec. Die Empfindlichkeit des Instruments war: $C = 2{,}59 \cdot 10^{-9}$ bei einem Skalenabstand von 2 m; die Dämpfung $k = 2{,}73$; der Widerstand des Instruments = 963 Ω und es waren ihm 10 000 Ω vorgeschaltet. Die Stärke des Magnetisierungsstromes wurde an einem Frankeschen Kugelpolamperemeter bis auf 1 % genau abgelesen und es wurden dann am Galvanometer die Ausschläge beobachtet, die beim Kommutieren des Magnetisierungsstromes entstanden. Diese Beobachtungen und die daraus folgenden Resultate sind in der Tabelle II zusammengestellt.

Tabelle II.

J in Ampère	Ausschlag Nullpunkt = 500		$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ
0,4	489	512	5,17	1270	246
0,6	470	531	7,76	3390	436
0,8	450	550	10,35	5600	542
1,0	431	568	12,93	7660	592
1,2	418	584	15,5	9300	600
1,4	402	598	18,1	10980	607
1,6	393	606	20,7	11960	580
1,8	386	614	23,3	12740	548
2,0	380	621	25,9	13500	522
2,4	370	630	31,0	14530	468
2,8	362	637	36,2	15320	423
3,2	358	641	41,4	15780	380
3,6	355	643	46,6	16020	346
4,0	352	645	51,7	16260	315
5,0	346	651	64,7	16860	261
6,0	341	655	77,6	17270	222
7,0	338	658	90,5	17480	193
8,0	337	659	103,5	17500	169

Was hierbei die Feldstärke $\mathfrak{H}$ anbelangt, so musste folgendes berücksichtigt werden.

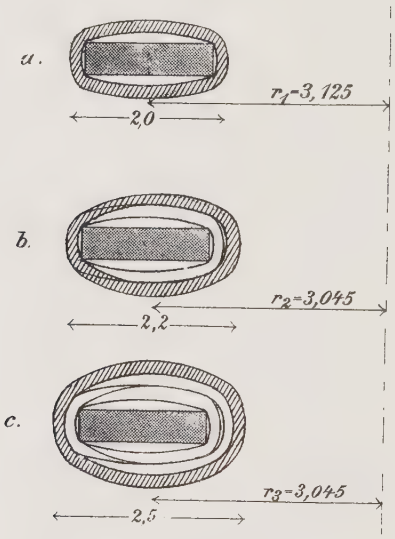
Während bei einer Ringwickelung, deren radiale Dimension gegen die Länge zu vernachlässigen ist, sich einfach aus der Formel

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi n J}{l}$$

die Feldstärke berechnen lässt, müssen wir hier für unser Ringfeld eine spezielle Betrachtung anstellen, da die radiale Breite beträchtlich ist. Zu diesem Zweck zeichne ich den Querschnitt des Eisenrings, nachdem die erste, die zweite

und schliesslich die dritte Lage des Drahtes aufgewickelt ist. Das resultierende Feld stellt sich dann als Superposition der drei einzelnen Fälle dar. Die eingezeichneten Werte ergeben sich teils durch Ausmessung, teils durch Rechnung unter Berücksichtigung der äusseren Drahtstärke von 1,6 mm.

Fig. 1.



Nach du Bois[1]) ist allgemein für ein Ringfeld

$$\mathfrak{H} \quad \frac{2\,n\,J}{a} \int_{r+\frac{a}{2}}^{r-\frac{a}{2}} \frac{dr}{r} \quad \frac{2\,n\,J}{a} \log \text{nat} \frac{r+\frac{a}{2}}{r-\frac{a}{2}},$$

wenn wir mit r den mittleren Radius und mit a die radiale Breite bezeichnen. Wenden wir dies auf unsere drei Fälle an, so erhalten wir:

[1]) Du Bois: Magn. Kreise, S. 111.

$$\mathfrak{H}a = \frac{2\,Na\,J}{2} \log nat \frac{4{,}125}{2{,}125} = 44{,}0\,J$$

$$\mathfrak{H}b = \frac{2\,Nb\,J}{2{,}2} \log nat \frac{4{,}145}{1{,}945} = 44{,}1\,J$$

$$\mathfrak{H}c = \frac{2\,Nc\,J}{2{,}5} \log nat \frac{4{,}295}{1{,}795} = 41{,}2\,J$$

Dabei sind Na, Nb, Nc die Windungszahlen der einzelnen Lagen, gleich 67, 64, 59.

Es ist also

$$\mathfrak{H} = 129{,}3\ J \text{ abs. Einh.} = 12{,}93\ J \text{ Amp.}$$

Was die Induktion $\mathfrak{B}$ anbetrifft, so haben wir zu ihrer Berechnung folgende Gleichung[1]):

$$(q\mathfrak{B} + q^1\mathfrak{H})\,N_2 = \int E\,dt \qquad Q.W - W.C \frac{T}{\sqrt{\pi^2 + \Delta^2}}\, k^{\,1/\pi \operatorname{arc\,tg} \pi/\Delta}\, l$$

mithin

$$\mathfrak{B} = \frac{W.C \dfrac{T}{\sqrt{\pi^2 + \Delta^2}}\, k^{\,1/\pi \operatorname{arc\,tg} \pi/\Delta}\, l}{N_2\, q} - \frac{q^1}{q}\,\mathfrak{H}$$

Hierbei bedeutet q den Eisenquerschnitt und q^1 den nicht vom Eisen erfüllten Querschnitt der mittleren Sekundärwindung.

$$q = 0{,}44\ qcm \quad q^1 = 3{,}0\ qcm$$

W ist der Gesamtwiderstand 10963 Ω und e schliesslich ist der halbe Ausschlag.

Die hiernach berechneten Werte von $\mathfrak{B}$ stehen in der 4. Spalte der Tabelle II. Die 5. Spalte gibt uns die Werte der Permeabilität $\mu \quad \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$. Graphisch ist diese Kurve in der Tafel Ia wiedergegeben. Zum Vergleich habe ich hier strichpunktiert eine Normalkurve für weiches Eisen eingezeichnet,

[1]) Kohlrausch: Prakt. Physik S. 470.

wie sie sich aus der Tabelle von Kohlrausch [1]) ergibt. Da diese beiden Kurven einen auffallenden Unterschied zeigen, so lag die Vermutung nahe, dass vielleicht eine Streuung der Kraftlinien aus einer Lamelle in die andere stattfinde, da ja der nicht vom Eisen ausgefüllte Querschnitt bedeutend grösser war, als der vom Eisen erfüllte. Ich habe deshalb einen Kontrollversuch angestellt und zwar mit nur einem einzigen Ringblech, welches nur mit einer Windungslage eines sehr dünnen Drahtes eng anliegend bewickelt war. Bei diesen Bedingungen ist eine Streuung ganz ausgeschlossen. Die hierbei erhaltenen Werte habe ich als Kreuze + in die Kurve eingezeichnet und wir sehen, dass sie sehr gut mit den zuerst gefundenen Werten, die als Kreise ○ eingezeichnet sind, übereinstimmen.

Die Ursache, warum die beiden Kurven so verschieden verlaufen, muss also eine andere sein; ich komme hierauf am Schluss des nächsten Paragraphen zurück.

Eine Abhängigkeit der Permeabilität von der Temperatur war im Intervall Zimmertemperatur — 100° nicht zu konstatieren, so dass man von vorneherein die Thomson-Wärme als unwesentlich ausser Betracht lassen konnte.

§ 2. Magnetometrische Messungen.

Wir gehen jetzt über zur Aufnahme der statischen Hysteresisfläche, welche unter denselben Umständen erfolgen sollte, wie später die Bestimmung der Wechselstromhysteresis. Zu diesem Zwecke wurde das zu untersuchende Eisenbündel in eine Spule gebracht, die einen weiten Hohlraum besass, um bei den Wechselstromversuchen Kühler und Wärmeschutzvorrichtung aufnehmen zu können. Die Dimensionen dieser Spule waren: Höhe = 30 cm, innerer Durchmesser = 7.8 cm,

[1]) Kohlrausch: Praktische Physik, Tabelle 37, S. 453.

äusserer Durchmesser = 12,2 cm. Sie war mit 9 Lagen zu je 98 Windungen eines 2 mm starken gut isolierten Kupferdrahtes bewickelt. Da die Länge der Eisenbündel nur 20 cm betrug, so war die Spule hinreichend lang, um störende Kraftlinienverteilung an den Enden zu vermeiden.

Die Messanordnung war nun folgende: Ein Kohlrauschsches Bifilarmagnetometer wurde in den magnetischen Meridian gestellt; in erster Hauptlage dazu im Abstand r befand sich die beschriebene Spule. Eine zweite Spule, in zweiter Hauptlage, diente zur Kompensation der Ablenkung, die durch den Magnetisierungsstrom hervorgerufen wurde. Ausserdem war in den Stromkreis ein Regulierwiderstand, der, damit er nicht auf das Magnetometer wirken konnte, bifilar gewickelt war, ein Kugelpolamperameter und ein Kommutator eingeschaltet.

Nachdem nun das Eisen mehreren vollständigen Kreisprozessen ausgesetzt worden war, wurden Messungen ausgeführt, deren Resultate in Tabelle III zusammengestellt sind.

Die Feldstärke $\mathfrak{H}$, die aus den Dimensionen der Spule zu berechnen war, musste korrigiert werden, weil die Spule im Verhältnis zu ihrer Länge nicht eng genug war. Für eine solche Spule gilt nach Heydweiller[1]):

$$\mathfrak{H} = J \frac{4\pi N}{b} \left\{ 1 - \frac{1}{b^2} \left(2r^2 + \frac{h^2}{6} \right) + \frac{1}{b^4} (6r^4 - 3r^2h^2) \right.$$

Hierbei ist

J = der magnetisierende Strom in CGS
N = Gesamtwindungszahl = 882
b = Höhe der Bewickelung = 30 cm
r = mittlerer Radius der Bewickelung = 5,0 cm
h = Dicke der Bewickelung = 2,2 cm.

---

[1]) Heydweiller: Hilfsbuch zur Ausführung elektrischer Messungen, S. 45.

Es ergab sich hieraus, dass der Wert 5% kleiner war, als ihn die sonst übliche Formel $\mathfrak{H} = \frac{4\pi NJ}{l}$ ergab, und zwar wurde gefunden:

$$\mathfrak{H} = 35{,}15\ J \text{ Amp.}$$

Tabelle III.

J in Ampère	$\mathfrak{H}$	Bündel A		Bündel B	
		e	$\mathfrak{J}$	e	$\mathfrak{J}$
0	0	— 1	— 4,7	— 10	— 47
1	35,15	38	178	36,5	172
2	70,3	76,5	359	83	390
3	105,5	116	544	127	596
4	140,6	154	723	168	788
5	175,8	187,5	880	202	949
6	210,9	217	1016	229	1077
7	246,1	234,5	1099	246	1157
8	281,2	248	1163	260	1220
9	316,4	260	1222	272	1275
10	351,5	270	1268	282	1322
11	386,7	277	1305	289,5	1356
12	421,8	285	1336	297	1394
11	386,7	277,5	1307	290,5	1364
10	351,5	270,5	1270	283	1330
9	316,4	261	1226	274	1285
8	281,2	249,5	1171	264,5	1241
7	246,1	236,5	1109	252,5	1184
6	210,9	218,5	1024	238	1112
5	175,8	189	887	216	1014
4	140,6	156	731	182,5	864
3	105,5	118	553	143,5	668
2	70,3	78,5	366	100	469
1	35,15	40	187	56	262
0	0	+ 1	4,7	+ 10	47

Die magnetische Intensität $\mathfrak{J}$ ergibt sich aus

$$\mathfrak{J} = \frac{M}{V}$$

wo V das Eisenvolumen = 51,7 cm³ ist und

$$M = \frac{1}{2} r^3 H (1 + \Theta) \frac{e}{2a} \quad ^{1})$$

wo wiederum a der Abstand zwischen Spiegel und Skala = 2,03 m, e der Ausschlag, Θ das Torsionsverhältnis und H die erdmagnetische Intensität bedeutet. Letztere war aus den Tabellen von Kohlrausch zu 0,198 bestimmt. Jedoch zeigte die Messung mit dem Lokalvariometer, dass am Untersuchungsort die Feldstärke 10 % grösser als normal war. (Die Ursache war wohl ein an der Wand entlang laufendes eisernes Gasrohr.) Schliesslich wurde das Torsionsverhältnis Θ bestimmt, indem der Aufhängung eine gemessene Torsion α mitgeteilt und die neue Einstellung des Magnets beobachtet wurde; unterscheidet sich diese von der ursprünglichen um den Winkel φ, so ist

$$\Theta = \frac{\varphi}{\alpha - \varphi} \quad ^{2})$$

hiernach ergab sich für Θ = 1,42.

Aus der Tabelle III geht ohne weiteres hervor, dass der Energieverlust durch Hysteresis im dicken Blech nur einen ganz kleinen Bruchteil beträgt von dem Verlust im dünnen Blech. Dies ist ein Einfluss der weitgehenderen Unterteilung, auf welchen schon Zenneck [3]) hingewiesen hat. In der Tafel Ib habe ich die Hysteresisfläche für das Bündel B wiedergegeben, wie sie aus obiger Tabelle folgt; ihre Auswertung ergibt einen Verlust von 39000 cgs. pro Kreisprozess und pro ccm³. Bei dem

---

[1]) Kohlrausch: loc. cit., S. 334.
[2]) Kohlrausch: loc. cit., S. 339.
[3]) Zenneck: Wied. Ann. 1903; 11, S. 1121.

Bündel A liegen die Punkte so dicht beieinander, dass eine rationelle Auswertung der Hysteresisfläche nicht möglich war.

Will man die Werte der Tabelle III benützen, um über die Permeabilität des Materials einen Aufschluss zu bekommen, so muss vor allem die entmagnetisierende Wirkung der Enden berücksichtigt werden. Zu diesem Zwecke muss man den „Entmagnetisierungsfaktor" einführen. Unterwerfen wir nämlich einen Eisenstab einer von aussen wirkenden magnetischen Kraft $\mathfrak{H}$, so bewirkt der freie Magnetismus der Enden Kräfte, welche der Kraft $\mathfrak{H}$ entgegenwirken, und die man als die innere, „entmagnetisierende Intensität" bezeichnet. Letztere ist von $\mathfrak{H}$ abzuziehen, wenn man die effektiv wirkende Kraft $\mathfrak{H}$ eff erhalten will. Es ist also

$$\mathfrak{H}\,\text{eff} = \mathfrak{H} - \mathfrak{H}\,\text{i}$$

Der Wert von $\mathfrak{H}$i ist theoretisch streng für ein gleichförmig nach einer Hauptaxe magnetisiertes Ellipsoid proportional der Magnetisierung also:

$$\mathfrak{H}\,\text{i} = \text{N}\mathfrak{J}.$$

N heisst Entmagnetisierungsfaktor.

Nach Du Bois [1]) lässt sich aber auch für Zylinder, einerlei welchen Querschnitts [2]) ein Entmagnetisierungsfaktor experimentell ermitteln, der nur durch das Verhältnis der Axe zum Durchmesser, dem „Dimensionsverhältnis", bestimmt wird, sobald man für $\mathfrak{J}$ die ungefähre Grenze von 800 nicht überschreitet. In unserem Falle erhalten wir für das Bündel A ein Dimensionsverhältnis m 11,0 und mithin folgt aus der Tabelle ein Entmagnetisierungsfaktor N — 0,189. Mit diesem Faktor wurden die Effektivwerte der Feldstärke berechnet, welche in der Tabelle IV dick gedruckt sind. Berechnen wir jetzt $\mu \quad \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}\,\text{eff}}$, so sehen wir, dass diese Werte mit den

[1]) Du Bois: Magn. Kreise S. 45.
[2]) Du Bois: Magn. Kreise S. 38.

Normalwerten aus Kohlrauschs Tabellen übereinstimmen. (Eine andere Kontrolle der Permeabilität des dickeren Blechs war mir nicht möglich, da mir kein geschlossenes Ringblech dieses Materials zur Verfügnng stand.)

Bei dem Bündel B können wir diesen Entmagnetisierungsfaktor nicht benutzen, denn hier ist der Eisenquerschnitt und der wirkliche Querschnitt zu sehr verschieden, weil die sehr feine Unterteilung viel Papier als Isolationszwischenlage verlangt. Mit anderen Worten, die einzelnen Lamellen sind so weit auseinander geschoben, dass der Entmagnetisierungsfaktor viel geringer wird, als bei dem Bündel A. Da wir jedoch für dies Material die Permeabilität ballistisch bestimmt haben, so lässt sich rückwärts die effektive Feldstärke berechnen und hat diese, so berechnet, in Tabelle IV Aufnahme gefunden.

Tabelle IV.

J	$\mathfrak{H}$	Bündel A				Bündel B		
		$\mathfrak{J}$	$\mathfrak{B}$	$\mathfrak{H}$ eff		$\mathfrak{J}$	$\mathfrak{B}$	$\mathfrak{H}$ eff
1	35,15	182	2290	**0,75** *		217	2720	7
2	70,3	364	4560	**1,3**		429	5400	10
3	105,5	547	6900	**2,1**		632	7920	13
4	140,6	727	9200	**3,4**		826	10370	17
5	175,8	884	11100	**6,0**		980	12300	21,5
6	210,9	1020	12800	9,5	Aus den Tabellen der Permeabilität nach Kohlrausch berechnet.	1094	13700	26
7	246,1	1104	14000	15		1170	14700	32
8	281,2	1167	14700	20		1230	15600	39
9	316,4	1224	15400	30		1280	16100	47,5
10	351,5	1269	16000	43		1326	16700	60
11	386,7	1306	16440	60		1360	17100	75
12	421,8	1336	16850	80		1394	17500	100

*	μ hieraus berechnet:		Nach Kohlrausch;	
	3040	2680	3120	2680
	3510	1850	3650	1830
	3280		3140	

Aus dieser Tabelle ersehen wir den Einfluss des Auswalzens auf das Eisen; es ist magnetisch härter geworden, denn die Permeabilität folgte zuerst der strichpunktierten Kurve in Tafel I a und nachher der ausgezogenen Kurve. Hingegen ist darauf hinzuweisen, dass die elektrische Leitfähigkeit und das spezifische Gewicht wesentlich unverändert geblieben sind, was aus Tabelle I hervorgeht.

§ 3. Die Kalorimetergefässe.

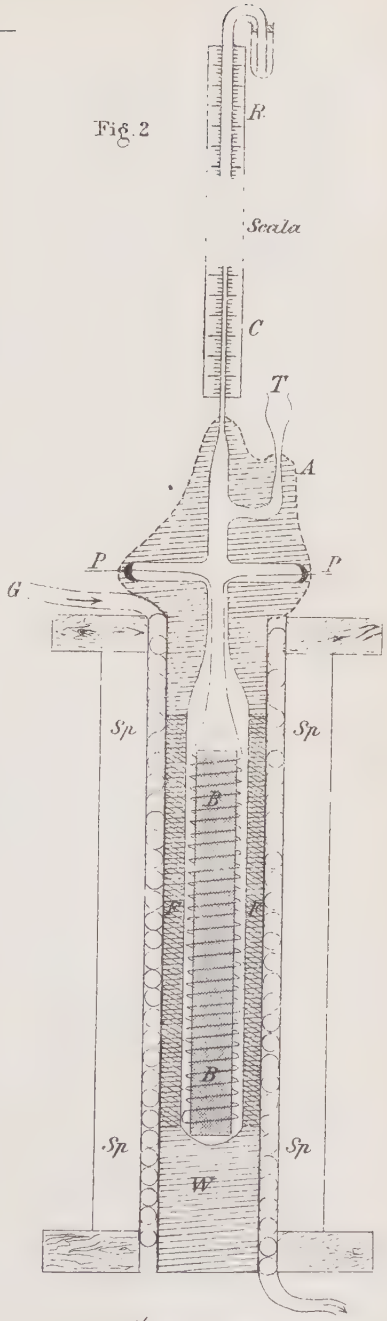
Nachdem so die magnetostatischen Messungen durchgeführt worden waren, ging ich an die Herstellung der Glasgefässe, die als Xylolthermometer benutzt werden sollten. Um diese Gefässe später bequem eichen zu können, wurde auf das Eisenbündel B eine Spirale aus 0,1 mm starken Platindraht gewickelt, und zwar biffilar, damit in dem Draht selbst möglichst wenig Wirbelströme entstehen konnten. An die dünnen Drahtenden wurden ca 0,6 mm starke Platindrähte P angelötet, um einen Eichungsstrom von maximal 1,5 Ampère zu vertragen, ohne sich an der Einschmelzestelle zu stark zu erhitzen. Die Heizspirale war durch Seidenpapier vom Eisenkern isoliert und wurde durch Bindfaden in ihrer Lage festgehalten. Aus der nebenstehenden Figur ist die Form der Kalorimetergefässe ersichtlich. Wir sehen, dass an die Kapillare C (Durchmesser ca. 1,5 mm) eine etwas weitere Röhre R (Durchmesser ca. 3 mm) angeschmolzen wurde, weil sich bei den Versuchen mit grosser Wechselzahl zeigte, dass das Xylol in dem Kapillarrohr zu schnell stieg, um richtig beobachtet werden zu können. Das Rohr R war oben umgebogen, damit eventuell ausfliessendes Xylol sich in einem kleinen mit einem durchbohrten Kork angesetzten Reagenzglas ansammeln konnte. Kühlte sich dann das Eisen wieder ab, so wurde das Xylol von selbst wieder zurückgesogen, und der alte Gleichgewichtszustand konnte sich so wieder her-

stellen. Was schliesslich das Füllen der Gefässe mit Xylol anbelangt, so geschah dies unter fortwährendem Auspumpen mit der Wasserstrahlluftpumpe und unter vorsichtigem Erwärmen, um die letzten Spuren von Luft, die eventuell zwischen dem Seidenpapier und dem Eisen in Gestalt winziger Bläschen sitzen konnten, zu entfernen. Zuletzt wurde der Einfülltrichter T an der Stelle A abgeschmolzen; die hier auftretende Luftblase wurde alsdann durch Neigen des Gefässes in die Kapillare getrieben, aus welcher sie durch vorsichtiges Erwärmen leicht ganz zu entfernen war.

Xylol war aus dem Grund als Thermometerflüssigkeit gewählt worden, weil es bei einer kleinen spezifischen Wärme einen grossen Ausdehnungskoëffizienten hat.

Bevor wir nun zu den kalorimetrischen Messungen übergehen, will ich mitteilen, wie eine Wirkung der Joule'schen Wärme auf das sehr empfindliche Xylolthermometer verhindert wurde. Die Spule hatte, wie wir gesehen haben, absichtlich einen weiten Hohlraum, um hier einen Wasserkühler anzubringen.

Fig. 2



1/4 nat. Grösse.

Bei den ersten Versuchen war ein doppelwandiger Zinkblechzylinder verwandt worden, der sich aber bald als gänzlich untauglich herausstellte, weil er in Gestalt von Wirbelströmen einen zu grossen Effekt verzehrte. Statt seiner wurde ein Gummischlauch G in eng aneinander liegenden Windungen auf ein Papprohr aufgewunden. Der Zwischenraum zwischen letzterem und dem Glasgefäss wurde durch das Filzrohr F und durch Watte W ausgefüllt, damit das Kalorimeter gegen Wärmeverlust geschützt sei.

Alsdann wurde mit Gleichstrom bis zu 20 Ampère ein Versuch gemacht, um zu sehen, ob die hierbei beträchtliche Joule'sche Wärme das Xylol in die Höhe trieb. Dies war nicht der Fall; die Kühlvorrichtung und der Wärmeschutz waren also ausreichend.

II. Teil: Wechselstromversuche.

§ 4. Kalorimetrische Messungen.

Zur Erzeugung des magnetischen Wechselfeldes dienten zwei Gleichstrom-Wechselstromumformer:

1. Eine vierpolige 1 HP Maschine [1]) von Siemens & Halske mit einer Frequenz von 50/sec.
2. Eine 36-polige 8 HP Maschine [2]) von Schuckert, die bei der maximalen Tourenzahl von 2000/min. eine Frequenz von 600/sec. erreicht.

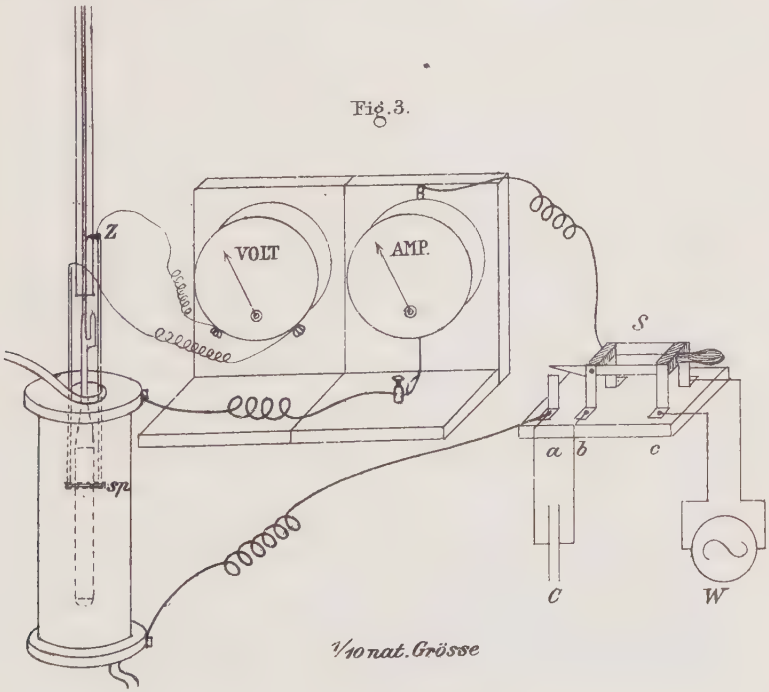
Bei den Versuchen mit der ersten Maschine bestand der Stromkreis aus einem doppelpoligen Ausschalter, einem Hitzdrahtamperemeter von Hartmann & Braun und der oben beschriebenen Untersuchungsspule. Im Nebenschluss lag ein Hartmann-Kempfscher [1]) Frequenzmesser, dessen mittlere

[1]) Beschrieben bei: v. Traubenberg, Diss. 1905, Würzburg.
[2]) Beschrieben bei: W. Wien, Phys. Zeitschr., 4, S. 586.

Feder auf die Periodenzahl 50 abgestimmt worden war. Bei allen kalorimetrischen Messungen mit dieser Anordnung wurde diese Frequenz durch Regulierung der Widerstände der Magnetwickelung, der Ankerwickelung und der Erregerwickelung des Wechselstromgenerators erzielt. (Die Abweichung konnte maximal $1\,^1/_2\,^0/_0$ betragen, dieselbe Genauigkeit kommt auch den Ablesungen am Hitzdrahtamperemeter zu.)

Bei den Versuchen mit der zweiten Maschine jedoch konnte ein solch einfacher Stromkreis nicht beibehalten werden, denn bei der hohen Frequenz ging durch die Spule nur ein minimaler Strom: es musste folglich mittels eines Kondensators Resonanz erzwungen werden. Gleichzeitig haben wir so ein Mittel an der Hand, um mit fast reinen Sinusströmen zu arbeiten, worauf ich im § 5 näher eingehen werde.

Fig. 3.



In Figur 3 ist C der Kondensator eines grossen Induktoriums; seine Kapazität betrug ca. $2^3/_4$ MF. Um nun bei den verschiedensten Stromstärken Resonanz zu erhalten, wurde die Tourengeschwindigkeit des Generators variiert. Es folgt also im Gegensatz zu den Versuchen mit der ersten Maschine, wo die Frequenz immer konstant blieb, dass hier die Frequenzen jedesmal verschieden waren; sie wurden von Fall zu Fall durch Messung der Umdrehungsgeschwindigkeit mit einem Tourenzähler bestimmt. Die Werte der Periodenzahl habe ich von 5 zu 5 abgerundet, da ihnen doch keine grössere Genauigkeit als bis auf $1^1/_2$ % zukommt. Bei unserer Anordnung schwankt die Frequenz für das Bündel A von 475 bis 525, für das Bündel B von 460 bis 510. Um eine Frequenz zu erzielen, welche zwischen dieser und derjenigen von 50 lag, schaltete ich dem Kondensator einen kleineren von $^1/_2$ MF parallel; es ergab sich dann eine Periodenzahl von ca. 400.

Da der Kondensator regulär schon Spannungen bis zu 1100 Volt auszuhalten hatte, so musste man mit dem Unterbrechen des Stroms vorsichtig sein, damit nicht etwa ein zu grosser Öffnungsstrom den Kondensator durchschlug. Ich verfertigte deshalb einen speziellen Schalter, der den Zweck hatte, den Kondensator im Moment vor der Stromöffnung kurz zu schliessen, so dass eine Beschädigung ausgeschlossen war. Die Art der Konstruktion des Schalters ergibt sich aus Figur 3: wir sehen, dass durch das in die Höheziehen des Handgriffs zuerst a — b verbunden und dann b — c unterbrochen wurde.

Die kalorimetrischen Messungen beabsichtigte ich zuerst folgendermassen auszuführen: Nachdem das Kühlwasser hinreichend lang geflossen war, sodass sich der Xylolmeniskus auf ein konstantes Niveau eingestellt hatte, sollte der Strom plötzlich eingeschaltet werden. Eine bestimmte Anzahl von

Sekunden hindurch sollte die Steigung des Meniskus genau beobachtet werden und dann der Strom plötzlich unterbrochen werden. Der Gang des Xylols musste dann noch weiterhin verfolgt werden, weil natürlich nach dem Unterbrechen des Stromes das Xylol zuerst noch stieg, und schliesslich musste auch der Rückgang des Meniskus, der alsdann durch das Kühlwasser herbeigeführt wurde, als Korrektion berücksichtigt werden.

Der praktischen Ausführung dieser Art der Messung stellte sich aber ein unüberwindliches Hindernis entgegen. Man konnte durch plötzliches Einschalten keine Resonanz erzielen, sondern diese musste von Fall zu Fall einreguliert werden. Für jede Stromstärke war natürlich eine andere Erregung des Wechselstromgenerators nötig und ausserdem gehörte zu jeder Stromstärke eine bestimmte Frequenz, mithin eine bestimmte Tourengeschwindigkeit. Die geringste Änderung der letzteren liess das System sofort aus der Resonanz herausfallen. Wenn man andererseits den Resonanzstrom plötzlich unterbrach, so rotierte die Maschine bedeutend schneller, weil sie ja plötzlich keine Energie mehr abzugeben hatte, und auch dann musste die Resonanz wieder von neuem einreguliert werden. Es ist klar, dass das Xylol schon während dieser Einregulierung stieg und es wurde deshalb folgende Art der Beobachtung nötig. Die Skala erhielt bestimmt markierte Stellen im Abstand h und es wurde mit der Sekundenuhr die Zeit gemessen, die zum Passieren dieser Strecke nötig war. Nach dieser Messung wurde der Fall f beobachtet, der, wie wir schon oben bemerkten, durch die Wasserkühlung bedingt war.

Was schliesslich die absolute Eichung der Xylolkalorimeter anbelangt, so wurde diese durch Heizung der Platinspirale mit Gleichstrom erzielt. Die Spannung und die Stromstärke dieses Eichungsstroms wurden mit Franke'schen Kupelpol-

Instrumenten auf 1 % genau bestimmt. Bei der Eichung war die Messung eine ganz analoge, wie bei der Messung der durch Wechselstrommagnetisierung im Eisen erzeugten Wärme.

Es wurden so je drei Messreihen für das Bündel A und für das Bündel B durchgeführt, von welchen ich hier eine herausgreife und sie in Tabelle V ausführlich wiedergeben will. Die Resultate der übrigen Messungen sind aus den Kurven auf Tafel II zu entnehmen; diese zeigen uns also die Abhängigkeit der Energieverluste von dem magnetisierenden Strom für verschiedene Frequenzen. Die Genauigkeit der Beobachtungen ist auf 2 % anzusetzen, denn die einzelnen Messungen der Tourenzahl, der Zeit und der Ablesungen an der Skala, sowie an den verschiedenen Strom- und Spannungsmessern lassen keinesfalls einen grösseren Fehler zu.

Tabelle V.

Bündel B.

Eichung	J Amp.	E Volt	sec.	h	f min.	Verbrauch in Erg.	Mittel
	1,37	30,0	60	170	6	$247{,}10^8$	für 176 mm
	1,00	20,3	122	170	5	$248{,}10^8$	$246{,}10^8$ Eg.
	1,12	24,0	92	170	$3\frac{1}{2}$	$248{,}10^8$	

Messung	J eff Amp.	n	sec.	h	f min	Verlust in Erg. pro Kreisprozess im Mittel pro ccm Eisen-Volumen
	1,40	508	195	170	5	5100
	1,40	492	214	170	6	4950
	1,60	460	146	170	5	7330
	3,20	475	48	170	3	20450
	3,30	470	48	170	3	20700
	3,50	480	44	170	5	22250
	3,60	460	43	170	5	23800
	4,12	470	33	150*	4	26500
	4,50	470	33	170	$3^1/_2$	30000
	4,80	460	30	170	5	33800
	5,00	468	29	170	5	34400
	6,80	490	21	170	5	45200
	7,10	495	21	170	5	44600
	8,40	505	18,3	170	5	50200
	8,60	510	18	170	5	50600

* Dieser Versuch musste vorzeitig abgebrochen werden, da die Maschine plötzlich etwas schneller rotierte und so die Resonanz gestört wurde.

§ 5. Bestimmung der maximalen Induktion.

Bei Kurven, wie den hier gefundenen, haben sich manche Forscher begnügt, ohne zu bedenken, dass man aus ihnen kein Resultat folgern kann, weil sie auf gleichen magnetisierenden Strom, nicht aber auf gleiche maximale Induktion bezogen sind. Auch auf gleiche maximale Feldstärke zu beziehen ist unrichtig, denn es kann ja auch die Permeabilität von der Wechselzahl abhängen. Um nun die maximale

Induktion kennen zu lernen, bedient sich Fleming[1]) eines einfachen Verfahrens. An den Enden einer flachen Probespule, die auf den Eisenkern aufgeschoben wird, beobachtet er die effektive sekundäre Spannung e in Volt. Aus dieser lässt sich die maximale Spannung berechnen, wenn wir die Form der Spannungskurve kennen. Definieren wir als „Formfaktor der Spannung“ f Effektivwert: Mittelwert, so ist nach Fleming:

$$10^8 e = 4 f n N (S \mathfrak{B} max + S' \mathfrak{H} max)$$

und mithin:

$$\mathfrak{B} max = \frac{10^8 e}{4 f n N S} - \frac{S'}{S} \mathfrak{H} max$$

wobei bedeutet:

N = Windungzahl der Probespule
S = Eisenquerschnitt der Probespule
S′ = Luftquerschnitt der Probespule.

Um nun die Form der Spannungskurve zu erhalten, wurde dieselbe mittelst der Braunschen Röhre photographisch aufgenommen. Da eine Röhre mit nur einem Diaphragma kein genügend scharfes und genügend kleines Bild des Luminiszenzflecks gab, gelangte schliesslich eine solche, wie sie von Zenneck[2]) angegeben worden war zur Verwendung. Es sei bemerkt, dass eine Röhre mit Glasdiaphragmen während eines fünf Minuten langen Betriebs durch die auftreffenden Kathodenstrahlen am ersten Diaphragma so heiss wurde, dass sie sprang. Um dies für weitere Fälle zu vermeiden, wurden alsdann Aluminiumdiaphragmen genommen, die sich in der Tat gut bewährten.

Was nun die Art und Weise des Photographierens anbelangt, so war die Schwierigkeit zu überwinden, dass bei der grossen Frequenz ein einmaliger Lichteindruck auf einer

[1]) Phil. Mag. 1897. 44 S. 262.
[2]) Wied. Ann. 69, S. 840.

bewegten Platte keine genügende Wirkung hinterliess. Herrn Dr. Harms verdanke ich die originelle Idee, die Photographien auf einem auf der Maschinenachse rotierenden Film aufzunehmen. Es war so die Möglichkeit gegeben, mehrere zeitlich hintereinander liegende Lichteindrücke örtlich auf dieselbe Stelle zu konzentrieren, so dass sich durch längeres Belichten mehrere tausend Eindrücke übereinander lagerten und so eine genügende Wirkung auf dem Film hervorriefen.

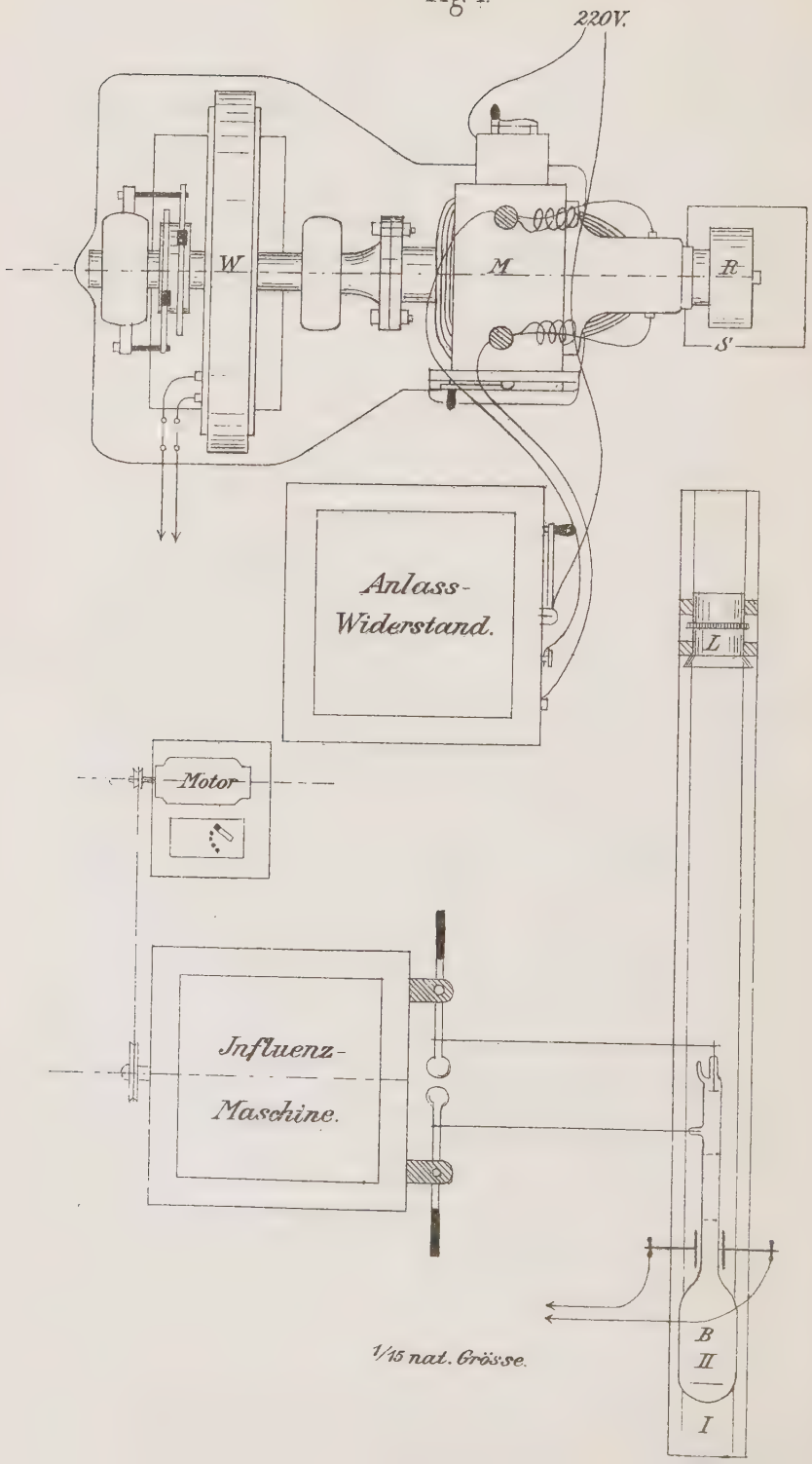
Die praktische Ausführung dieses Gedankens ergibt sich aus Figur 4. Der Film war mittels zweier Gummibänder auf der Riemenscheibe R der Maschine befestigt. Um ihn vor fremden Lichteindrücken möglichst zu schützen, war um die Riemenscheibe ein schwarzer Pappkasten mit einem Schlitz S gesetzt. Gegenüber dem letzteren befand sich auf einer optischen Bank das photographische Objektiv L und weiter die Braunsche Röhre B, welche von einer 20plattigen Influenz-Maschine von Leuner erregt wurde. Weil der Fluoreszenzschirm in der Braunschen Röhre zu viel Licht absorbierte, um von Seite I aus den Luminiszenzfleck lichtstark genug erscheinen zu lassen, wurde die Röhre schief geneigt und von Seite II aus photographiert.

Die Ablenkung des Flecks geschah durch ein elektrostatisches Feld [1]), indem die Primärspannnng an zwei Kondensatorplatten angelegt wurde. Diese Platten hatten das Format von 6 cm × 6 cm und befanden sich im gegenseitigen Abstand von 4 cm. Was die Orientierung des Kondensators zur Braunschen Röhre anbelangt, so war seine Mitte 5 cm vom Diaphragma entfernt, näher konnte man nicht herangehen, weil sonst das Metalldiaphragma eine Inhomogenität des Feldes bedingte.

---

[1]) Milham: Dissert. Strassburg 1901.

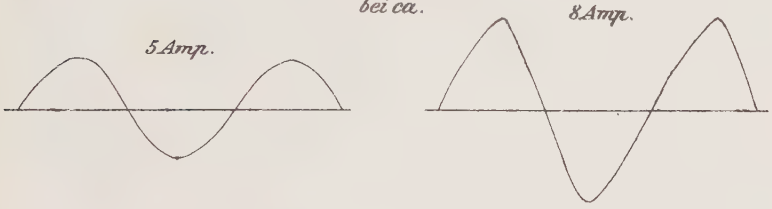
Fig. 4.



1/15 nat. Grösse.

Die Ausmessung der so erhaltenen Photographien ergab uns den Formfaktor auf ca. $1\frac{1}{2}\,\%$ genau. Bei den hohen Frequenzen haben wir es mit fast reinen Sinusströmen zu tun, erst bei Stromstärken von ca. 7 Ampère an zeigt sich eine Entstellung, wie wir aus folgender Figur sehen.

Fig. 5.
Spannungscurve bei ca.



Bei den Versuchen mit der Frequenz $n = 50$ war die Primärspannung zu gering, um elektrostatische Ablenkung zu erzielen; da andererseits diese Maschine nur vierpolig war und eine geringere Tourenzahl als die andere Wechselstrommaschine hatte, so konnte zur Kurvenaufnahme eine Joubertsche Scheibe benutzt werden und zwar in der Schaltung, wie sie Niethammer [1]) beschrieben hat. Es zeigte sich, dass die Wechselströme dieser Maschine sehr stark entstellt waren. Das rührt daher, dass wir keine Resonanz erreichen konnten, weil wir einer Kapazität von ca. 200 MF bedurft hätten. Versuche, eine solche durch eine Polarisationskapazität zu ersetzen, blieben erfolglos. Das sehr starke Abweichen der Spannungskurve von der Sinusform veranlasste mich, die Messungen bei der Frequenz 50 von der weiteren Betrachtung auszuschliessen. Ausserdem haben die Versuche bei dieser geringen Frequenz kaum ein Interesse, da sowohl der Hysteresis-

[1]) Wied. Ann. 66, S. 29.

verlust, als auch die Permeabilität sich wohl kaum von den bei der Magnetisierung mit Gleichstrom beobachteten Werten unterscheiden dürften.

In unserer Bestimmungsgleichung für $\mathfrak{B}$ ist jetzt nur noch die Sekundärspannung e unbekannt. Da nun durch die Wirkung der Entmagnetisierung (siehe § 2) der Kraftlinienfluss ungleichmässig über die Länge des Eisenbündels hin verteilt ist, so müssen wir erst einen richtigen Mittelwert für die sekundäre Spannung zu bekommen suchen. Zu diesem Zwecke war eine Probespule mit Hilfe zweier Glasröhren zum Verschieben über das Kalorimetergefäss hin eingerichtet. (Vergleiche auch Figur 3.) An dem Ende der einen Glasröhre war ein Zeiger Z angebracht, der die Stellung der Spule an der Skala abzulesen gestattete. Die Dimensionen der benutzten Probespule waren folgende:

mittlerer Durchmesser = 46 mm
Höhe der Bewicklung = 5 mm
Stärke der Bewicklung = 2,5 mm
Windungszahl N = 100.

Tabelle VI.

Verschiebung in cm	J = 8,5 Amp. n = 510	J 4,25 Amp. n = 410	J 2,83 Amp. n = 380
0,5	59	27	20
1,5	80	37	27
2,5	97	45	34
3,5	110	53	39
4,5	121	59	44
5,5	130	64 1/2	47 1/2
6,5	137	69	50 1/2
7,5	141	72 1/2	53
8,5	143	75	55
9,5	144	76	58

In der vorstehenden Tabelle sind die Werte der Spannungen in Volt zusammengestellt, wie sie für verschiedene Stromstärken und verschiedene Frequenzen bei der Verschiebung der Probespule vom Ende des Eisenbündels bis zur Mitte an einem Hitzdrahtvoltmeter von Hartmann & Braun gemessen wurden.

Die graphischen Mittelwerte dieser Spannungen liegen mit einer Genauigkeit von 2 % im Abstande von 4 cm vom Ende. Bei analogen Versuchen hat Fleming einen anderen Mittelwert benutzt und auch dort hat sich die Existenz einer bestimmten Stelle ergeben, an welcher jedesmal bei verschiedener Magnetisierung der Mittelwert auftrat. In Benützung dieser experimentuell ermittelnden Tatsache wurde nun die Spule 4 cm vom Ende entfernt befestigt, und es wurden die Spannungen für alle Stromstärken und für alle Frequenzen bestimmt. Da der Widerstand der Probespule ca. 11 Ω. der des Hitzdrahtvoltmeters ca. 760 Ω betrug, so war eine Korrektion von + 1 ½ % anzubringen.

In der Tabelle VII haben die so erhaltenen Werte der Sekundärspannung unter e eff Aufnahme gefunden. In derselben Tabelle finden wir unter f den Formfaktor. $\mathfrak{H}$ max, das wir zur Korrektionsgrösse von $\mathfrak{B}$ max gebrauchen, ergibt sich aus Tabelle IV.

Rechnen wir nun nach dieser Methode unsere früheren Resultate auf gleiche maximale Induktion um, so ergibt sich ein ganz anderes Bild als früher. In der Tafel III sind die so erhaltenen Kurven gezeichnet. Sie zeigen uns, dass bei dem Bündel B die Hysteresis von der Periodenzahl unabhängig ist, sobald man für $\mathfrak{B}$ die ungefähre Grenze von 10000 nicht überschreitet; oberhalb dieser Grenze wächst die Hysteresis mit der Frequenz. Um zu kontrollieren, ob das gefundene Resultat richtig sei, habe ich alsdann nochmals zwei Hysteresisschleifen magnetostatisch aufgenommen in den Grenzen

$\mathfrak{B} = \pm 10370$ und $\mathfrak{B} = \pm 6030$; ihre Auswertung ergaben die Verluste von 20500 resp. 9000 erg für den Kreisprozess und das cm^3. Diese Werte habe ich als Punkte eingezeichnet und zeigen sie mit den anderen Werten genügende Übereinstimmung. Gerne hätte ich auch noch mit grösseren Frequenzen gearbeitet, um zu sehen, ob das Resultat auch dann noch gültig bleibe; ich habe mich bemüht, mit einer ähnlichen Anordnung, wie der von Zenneck [1]) beschriebenen, die Frequenz zu verdoppeln, erhielt aber nur sehr unreine und schwache Ströme, die mir durch Resonanz allerdings das Zwei-, Drei-, ja Vierfache der Frequenz von 500 gaben, deren maximale Stärke jedoch nur ca. $^1/_3$ Ampère betrug, und die deshalb zu den Versuchen nicht zu gebrauchen waren. Die Kurven für das Bündel A sind immer noch stark entstellt, weil wir die Wirbelströme noch nicht berücksichtigt haben; dies wollen wir im nächsten Paragraphen tun.

§ 6. Einfluss der Wirbelströme.

Wie ich schon in der Einleitung bemerkt habe, konnte der Wirbelstromverlust experimentell nicht ermittelt werden, weil der Effekt ein zu geringer war.

Ich war also darauf angewiesen, mich einer analytischen Formel zu bedienen. Eine solche ergibt sich nach dem Vorgang von Arnold [2]), und zwar wird, wenn wir den spezifischen Widerstand des Eisens $= 10^{-5}$ voraussetzen

$$W = \frac{4}{3} f^2 n^2 \mathfrak{B}^2 \triangle^2 10^{-4} \text{ Erg}$$

Hierbei ist W der Wirbelstromverlust pro cm^3 und pro sec, $\triangle$ ist die Blechstärke in cm, und f ist der Formfaktor der Spannung. Wenden wir diese Formel auf unser Eisen

[1]) Wied. Ann. 69, S. 858.

[2]) Arnold: Wechselstromtechnik Bd. II, S. 70.

Tabelle VII.
Bündel B.

J eff	n	e eff	f	$\mathfrak{H}$ max	$\mathfrak{B}$ max	Energieverlust in Erg. pro ccm u. pro Kreisprozess	μ
1,40	508	22	1,10	10	3800	5100	380
1,40	492	22	„	10	3800	4950	380
1,60	460	26	„	11	4850	7330	441
3,20	475	54	„	19	9900	20450	521
3,30	470	55	„	20	10100	20700	505
3,50	480	58	„	21	10500	22250	500
3,60	460	59	„	22	11000	23800	500
4,12	470	67	1,11	25	12200	26500	489
4,50	470	73	„	28	13400	30000	479
4,80	460	77	„	30 1/2	14400	33800	472
5,00	468	80	„	32	14700	34400	460
6,80	490	100	1,12	56	17200	45200	307
7,10	495	104	1,13	63	17400	44600	276
8,40	505	115	1,16	110	17900	50200	163
8,60	510	117	1,17	140	18000	50600	129
2,05	395	30	1,10	12 1/2	6650	10300	531
2,90	400	42	„	17	9000	18200	530
3,40	395	49	„	20 1/2	10600	21700	517
4,38	405	61	1,11	27	13100	29200	485
5,40	410	73 1/2	„	36	15400	37500	428
6,00	410	80	„	43 1/2	16600	41300	382

vom Widerstand 1,34, 10^{5} und auf einen einzigen Kreisprozess an, so erhalten wir

$$W = 4f^2 . \frac{n}{3 . 1{,}34} \mathfrak{B}^2 \triangle^2 10^{-2} \text{ Erg.}$$

Hieraus berechnet sich für das Bündel B das Maximum der Wirbelstromverluste, wenn wir für n 510 und $\mathfrak{B} = 18000$ einsetzen; es wird dann

$$W = 240 \text{ Erg.}$$

Da der Gesamtverlust 50600 Erg betrug, so ist das noch nicht $^1/_2$ % und mithin zu vernachlässigen, was wir schon stillschweigend in der Diskussion am Ende des vorigen Paragraphen getan haben.

Bei dem dicken Blech hingegen bedingen die Wirbelströme einen grossen Teil der Energievergeudung, aber die mit unserer Formel berechneten Werte sind noch um ca. 40 % zu klein, um die Differenzen in unseren Kurven auf Tafel III erklären zu können. Tatsächlich ist es nun sehr schwierig, zu entscheiden, ob diese Differenzen durch Wirbelstrom- oder Hysteresisverluste bedingt sind; ersteres ist wahrscheinlicher, denn die Differenzen sind proportional $\mathfrak{B}^2$, was ja eine Eigenschaft der Wirbelströme ist. Ausserdem hat Arnold darauf hingewiesen, dass sich die Werte für die Wirbelstromverluste in der Praxis 20—50 % grösser ergeben, als sie mit Hilfe der analytischen Formel zu berechnen sind, mit der Begründung, dass an den Stossfugen der Transformatorenkerne mehr Wirbelströme entstehen sollten als normal.

Dies lässt sich so erklären: durch die Wirkung der Streuung durchsetzen die Kraftlinien den Querschnitt des Bleches nicht mehr senkrecht, was ja in der theoretischen Ableitung der Formel angenommen wird, sondern sie durchsetzen das Blech an den Streuungsstellen schräge, es ist mithin den Kraftlinien zur Hervorrufung von Wirbelströmen eine viel grössere Fläche geboten, als es die Querschnitts-

fläche ist. Da wir die Streuung durch die Verschiebungsversuche mit der Probespule kennen, so lässt sich der Grössenordnung nach berechnen, um wieviel wir die Resultate, die die Formel ergibt, erhöhen müssen, und wir erhalten einen Zuwachs von ca 40 %.

Vergrössern wir die berechneten Werte um diesen Betrag und ziehen wir alsdann den Wirbelstromverlust von dem Gesamtverlust ab, so erhalten wir die strichpunktierte Kurve in Tafel III. Sie zeigt uns das nämliche Resultat, wie das Eisen B. nämlich dass auch hier die Hysteresis von der Feldwechselzahl unabhängig ist, wenn man für $\mathfrak{B}$ die ungefähre Grenze von 10000 nicht überschreitet, von da an findet eine Zunahme der Hysteresis mit wachsender Periode statt.

§ 7. Abhängigkeit der Permeabilität von der Frequenz.

Wenn wir schliesslich noch die Abhängigkeit der Permeabilität von der Frequenz kennen lernen wollen, so ist diese für n = ca. 500 und ca. 400 ohne weiteres aus der Tabelle VII zu folgern, denn unter Permeabilität versteht man bei Wechselstrommagnetisierung [1])

$$\mu = \frac{\mathfrak{B}\ \max}{\mathfrak{H}_1\ \max}$$

wobei $\mathfrak{H}_1$ max die Maximalamplitude der Grundwelle der $\mathfrak{H}$-Kurve bedeutet. Da nun bei unseren Resonanzversuchen fast reiner Sinusstrom zur Anwendung kam, so dürfen wir hier $\mathfrak{H}_1\ \max = \mathfrak{H}\ \max$ setzen. Es ergibt sich so die letzte Spalte in Tabelle VII und die Tafel IV.

In der letzteren sind die Permeabilitätswerte der ballistischen Messung als Kreise ○ und die Wechselstrompermeabilitäten als Kreuze + × eingezeichnet. Es zeigt sich, dass die Permeabilität mit wachsender Periodenzahl abnimmt, und zwar ist diese Abnahme am grössten an der Stelle des Maxi-

[1]) Arnold; Wechselstromtechnik Bd. I, S. 343.

mums der Permeabilität (15 %). Bei weiterer Vergrösserung der Feldstärke nähern sich die Kurven, durchschneiden sich bei $\mathfrak{H} \sim 35$ und trennen sich um ca. 3 %. Diese Unregelmässigkeit wird wohl durch Versuchsfehler bedingt sein, indem vielleicht die absoluten Werte bei den Wechselstromversuchen etwas zu gross, oder diejenigen bei den Gleichstromversuchen etwas zu klein sind.

Für das dicke Blech lassen sich die Wechselstrompermeabilitäten nicht genau angeben, weil hier die Wirbelströme Schirmwirkungen hervorrufen, ausserdem war hier die Permeabilität statisch nicht direkt bestimmt worden, was im § 2 Erwähnung gefunden hat.

§ 8. Zusammenfassung der Resultate und ihr Vergleich mit den von anderen Beobachtern gefundenen.

Es wurden in vorliegender Arbeit kalorimetrisch die Wechselstromhysteresisverluste ermittelt für die Frequenzen 50, 400 und 500; gleichzeitig wurde die maximale Induktion im Eisen bestimmt, indem man eine sekundäre Spannung mass und die Kurvenform dieser Spannung aufnahm. Es ergaben sich folgende Resultate:

1. Bezieht man die Hysteresisverluste auf gleiche maximale Induktion, so ist der Verlust von der Periodenzahl unabhängig, wenn man für $\mathfrak{B}$ die ungefähre Grenze von 10000 [1]) nicht überschreitet; von da an wächst die Energievergeudung mit zunehmender Frequenz.

2. Die Wirbelstromverluste sind durch die Wirkung der Entmagnetisierung grösser als die gebräuchliche analytische Formel ergibt und zwar um ungefähr 40 %.

[1]) Es sei an dieser Stelle bemerkt, dass man dem Grenzwert von 10000 keine absolute Gültigkeit zuschreiben darf, er wird wohl für verschiedene Eisenarten variieren.

3. Die Entmagnetisierung ist im betrachteten Intervall unter unseren Versuchsbedingungen unabhängig von der Frequenz.

4. Die Permeabilität nimmt bei kleinen Feldstärken mit wachsender Frequenz ab und zwar am stärksten an der Stelle ihres Maximums: mit steigender Feldstärke strebt alsdann die Permeabilität bei den verschiedenen Frequenzen einem konstanten Wert zu, demselben, dem sie auch bei magnetostatischen Versuchen zustrebt.

Von dem angegebenen Gesichtspunkt betrachtet, erklärt sich mancher scheinbare Widerspruch in den Resultaten anderer Beobachter. Hopkinson, Maurain und Gray finden bei ihren Messungen gute Konstanz der Hysteresisschleife, da sie aber maximal nur eine Frequenz von 100 und eine Induktion von 15 000 erreichen, so ist es einleuchtend, dass sie auch bei hohem $\mathfrak{B}$ eine Differenz, wie wir sie bei $n = 500$ konstatieren konnten, nicht finden können, weil dieselbe höchstens nur 2—3% vom Gesamtverlust betragen würde. Guye und Herzfeld begehen den Fehler, auf gleichen erregenden Strom zu beziehen, anstatt auf gleiche maximale Induktion, und da sie über die Abhängigkeit der Permeabilität ihres Eisens von der Frequenz nichts aussagen, so ist es kaum zu erkennen inwieweit ihr Resultat „absolute Unabhängigkeit der Hysteresis von der Frequenz" zu gebrauchen ist. Steinmetz, Niethammer, Krogh u. Rikli und Dina, welche auch für kleine Induktionen eine geringe Zunahme der Hysteresis mit wachsender Frequenz finden, scheinen die Wirbelstromverluste unterschätzt zu haben. Zur Bestimmung der letzteren benutzten sie spezielle Eigenschaften der Wirbelströme entweder, dass diese mit dem Querschnitt des Materials quadratisch zunehmen, oder dass sie proportional der Periodenzahl sind, oder schliesslich, dass sie proportional mit $\mathfrak{B}^2$, die Hysteresisverluste aber nur mit $\mathfrak{B}^{1.6}$ wachsen. Alle diese Eigenschaften eignen sich jedoch schlecht zur Trennung der Wirbelstrom- und Hysteresisverluste. Den

Einfluss dieses wichtigen Faktors ganz ausser acht gelassen haben Corbino und auch Madelung[1]) und da bei ihrem viel zu dicken Untersuchungsmaterial der Einfluss sehr beträchtlich ist, so kommen diese Arbeiten, die ganz andere Ziele verfolgen, hier nicht in Betracht. Das Resultat von M. Wien stimmt mit dem hier gefundenen für grosse Induktionen überein, bei kleinen Induktionen findet Wien die Wechselstromhysteresis kleiner als die statische, während hier eine Konstanz beider gefunden wurde. Das Resultat von Klemenčič erklärt sich ohne weiteres: bei weichem Eisen, wo er grosse Induktionen erreicht, findet er eine Zunahme der Hysteresis, bei Stahl und Nickel hingegen, wo, wie es in der Natur ihrer Permeabilität liegt, nur geringe Induktionen erreicht werden, findet er merkliche Konstanz.

Was die Abhängigkeit der Permeabilität von der Frequenz anbelangt, so findet M. Wien, dass „die Permeabilität im Sinusfeld stets kleiner ist als im konstanten Feld. Die Differenzen sind am grössten an der Stelle des Maximums der Permeabilität". Dies stimmt mit dem hier erhaltenen Resultat überein. Dass M. Wien nicht das Zusammenstreben der Kurven findet, liegt daran, dass er nur mit kleinen Feldstärken gearbeitet hat. Letztere betrugen maximal 29 cgs, während hier 140 cgs erreicht werden. Das Zusammenstreben der Permeabilitätskurven scheint auch Klemenčič erkannt zu haben, denn er sagt, dass die Kurve der Permeabilität sich mit steigender Frequenz immer mehr und mehr einer Geraden nähert und von Anfang an den kleinen Endwert, der bei statischen Versuchen erst bei grossen Feldstärken erreicht wird, beibehält.

[1]) Dissert. Göttingen 1905.

Vorstehende Arbeit wurde auf Veranlassung des Herrn Geh. Hofrates Prof. Dr. W. Wien am physikalischen Institut der Universität Würzburg ausgeführt.

Es sei mir gestattet, an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer Herrn Geh. Hofrat Prof. Dr. Wien für die Anregung zu der Arbeit und für das Interesse, das er derselben in freundlichster Weise entgegenbrachte, meinen innigsten Dank auszusprechen.

Auch Herrn Privatdozenten Dr. Harms möchte ich an dieser Stelle für manchen guten Rat meinen besten Dank sagen.

Lebenslauf.

Ich, Léon Schames, wurde am 6. Oktober 1882 zu Paris als Sohn des Kaufmanns Ludwig Schames geboren. Meine Religion ist die jüdische. Im Jahre 1885 siedelte meine Familie nach Frankfurt a. M. über. Dort besuchte ich zuerst die Realschule der Israel. Religionsgesellschaft und später die Klinger-Oberrealschule, die ich Ostern 1901 mit dem Zeugnis der Reife verliess. Dann studierte ich drei Semester an der technischen Hochschule zu Darmstadt. Da mich jedoch die rein wissenschaftliche Seite der Physik mehr anzog, setzte ich meine Studien an den Universitäten Marburg, München und Würzburg fort.

Während dieser Zeit besuchte ich die Vorlesungen und Praktika folgender Herren Dozenten:

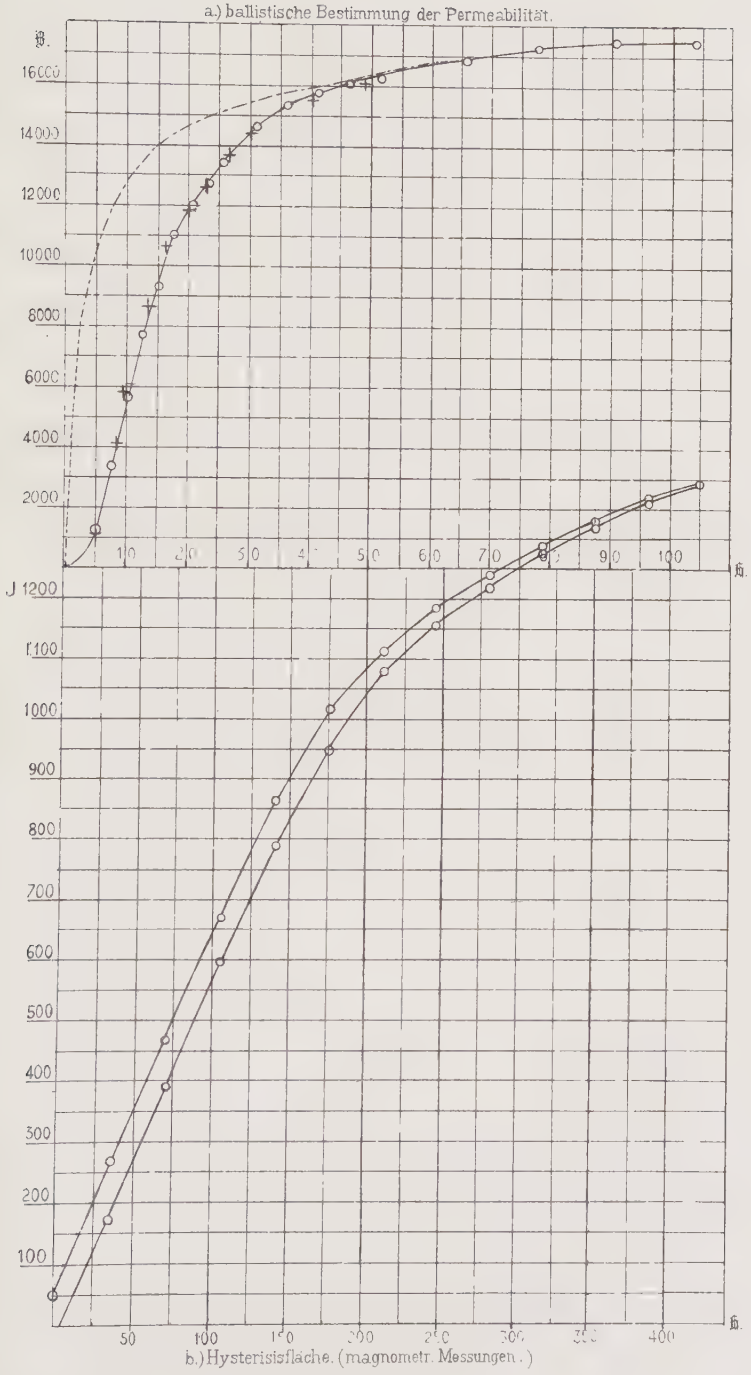
In Darmstadt: Berndt, Dingeldey, Graefe, Henneberg, Krauss, Linke, Scheffers, Schering, Staedel und Wirtz.

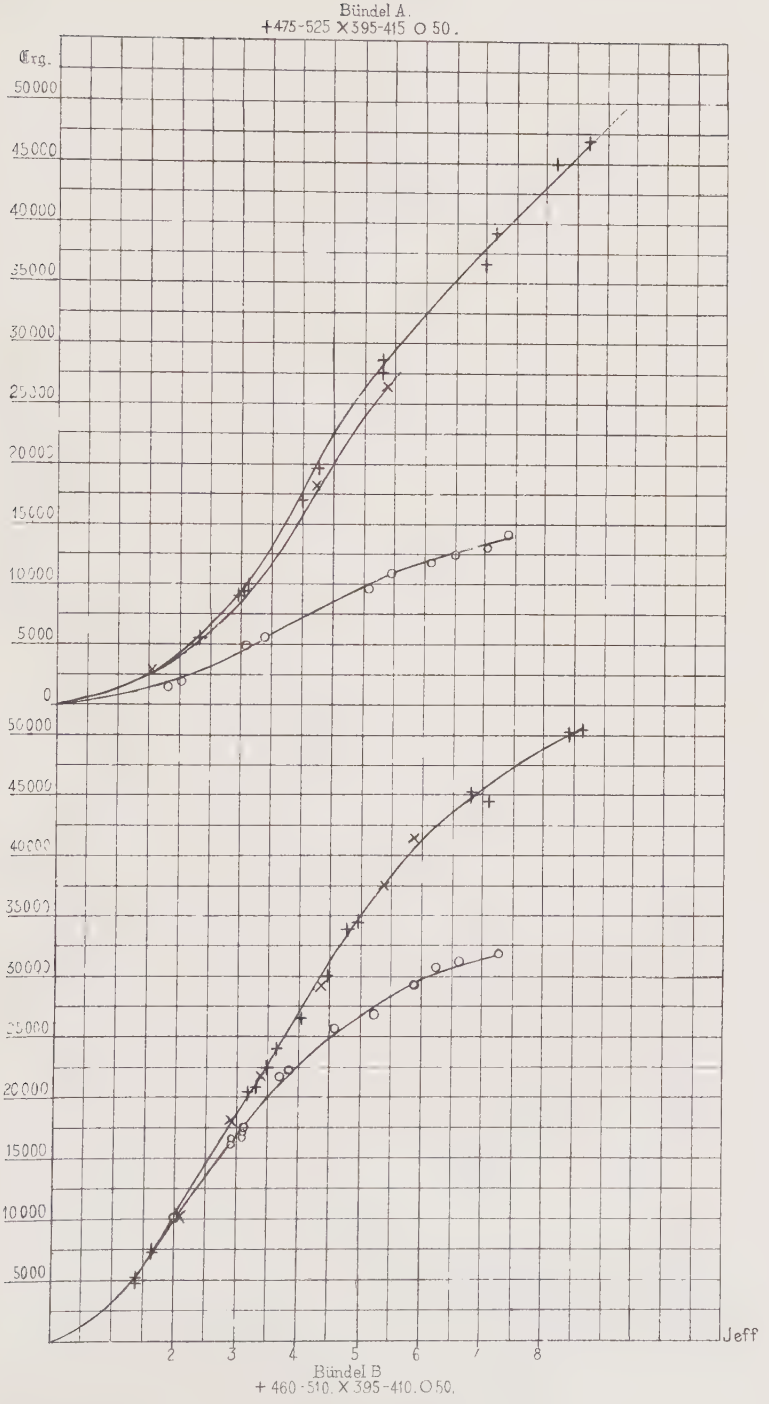
In Marburg: Feussner, Richarz, v. Sybel.

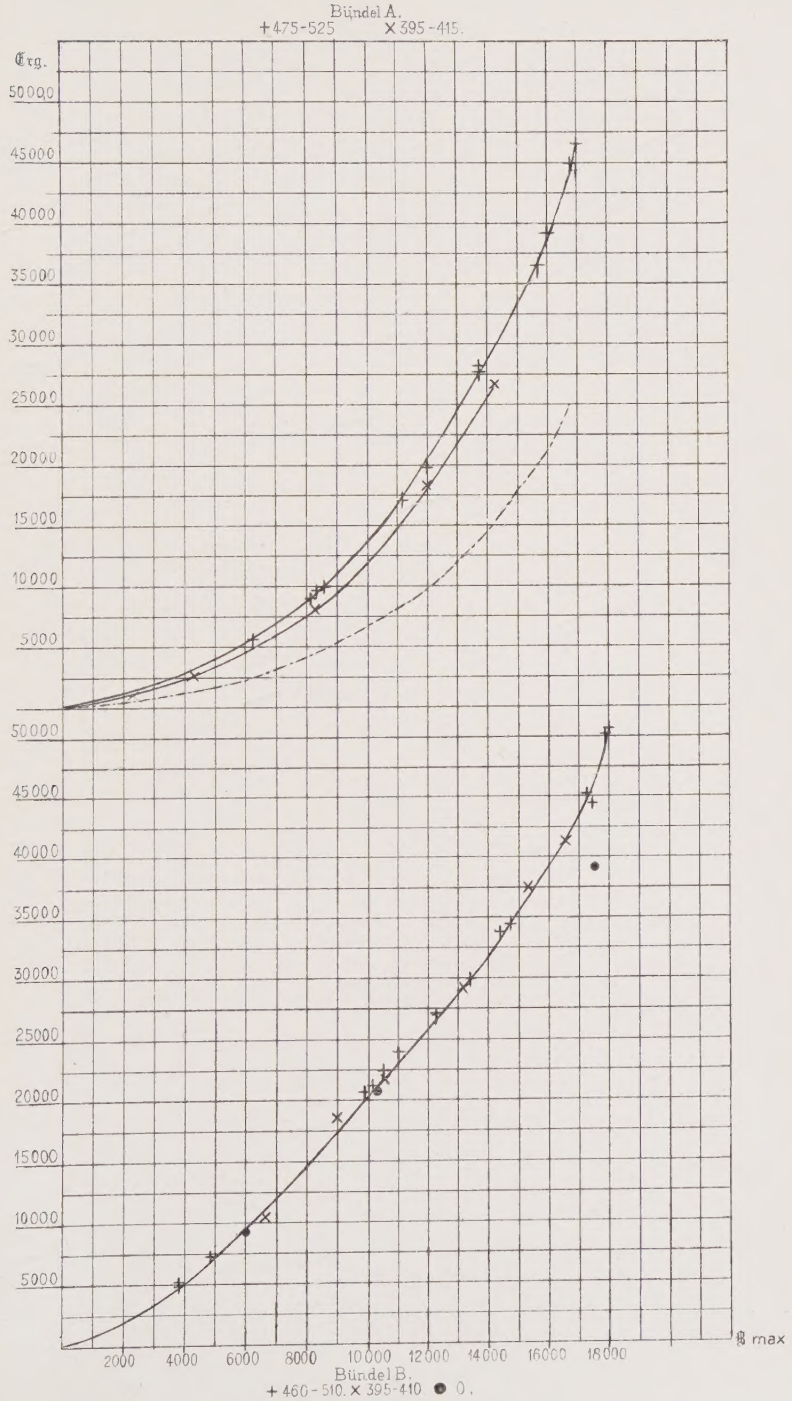
In München: Korn, Riehl, Röntgen, Voll.

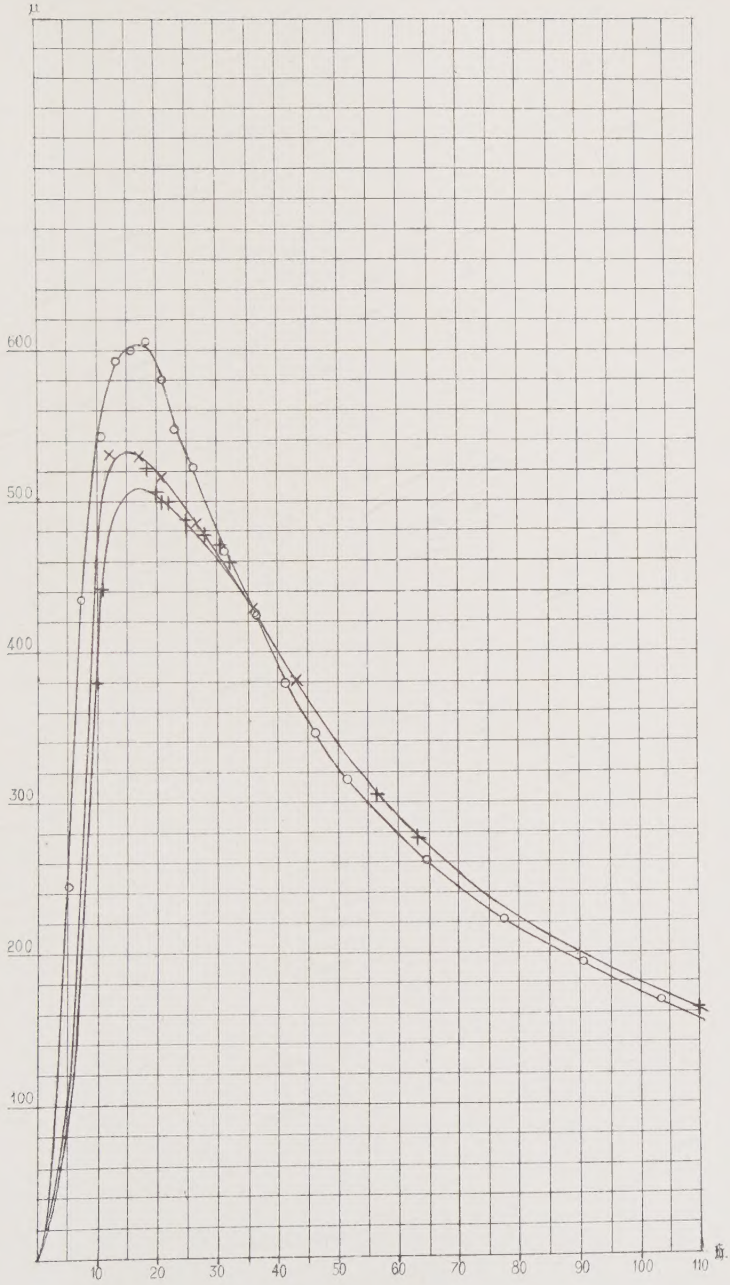
In Würzburg: Cantor, Harms, Prym, Seitz, Tafel und Wien.

Es sei mir gestattet, allen meinen hochverehrten Lehrern auch an dieser Stelle meinen innigsten Dank auszusprechen.


a.) ballistische Bestimmung der Permeabilität.
B.
16000
14000
12000
10000
8000
6000
4000
2000
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
H.
J
1200
1100
1000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
50
100
150
200
250
300
350
400
H.
b.) Hysterisisfläche. (magnometr. Messungen.)


Bündel A.
+475-525 X395-415 O 50.
Erg.
50000
45000
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
0
50000
45000
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
2
3
4
5
6
7
8
Jeff
Bündel B
+ 460-510. X 395-410. O 50.


Bündel A.
+ 475-525 × 395-415.
Erg.
50000
45000
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
50000
45000
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
2000
4000
6000
8000
10000
12000
14000
16000
18000
B max
Bündel B.
+ 460-510. × 395-410 ● 0.


μ
600
500
400
300
200
100
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
Min.